Article, Published Version

Martin, Heinz

3. Der Erddruck auf gedache lotrechte Flächen im unbegrenten Halbraum, wenn dich dieser im aktiven Grenzzustand befindet

Mitteilungen der Forschungsanstalt für Schiffahrt, Wasser- und Grundbau; Schriftenreihe Wasser- und Grundbau

Mit dem von h , p und γ unabhängigen f ergibt sich auch hier für alle Wandhöhen der gleiche Gleitflächenwinkel.

Da nach Gl. 2/1 bei kohäsionslosem Erdmaterial $E_{ch} = 0$ ist, kann E_{wh} nach Gl. 2/2 berechnet werden:

$$E_{wh} = E_{\varphi h} = \frac{(1+ab)(1-am)[f(1+a\mu)-(\mu-b)]}{f^2(\mu+m)(1+a^2)+f[(1+b\mu)(1-am)-(\mu-b)(a+m)]} \cdot \left[\frac{\gamma \cdot h^2}{2} + \frac{p \cdot h}{1+ab}\right], \quad (2/12)$$

oder wenn man für den vor der eckigen Klammer stehenden Bruch λ_φ schreibt:

$$E_{wh} = \frac{\gamma \cdot h^2}{2} \lambda_\varphi + p \cdot h \cdot \frac{\lambda_\varphi}{1 + ab}.$$

Setzt man in dem mit λ_φ bezeichneten Bruch für f den durch Gl. 2/11 dargestellten Ausdruck ein, so findet man nach längerer Umformung für

$$\lambda_\varphi = \left[\frac{1+\mu a}{\sqrt{1+\mu^2} + \sqrt{\dfrac{(\mu-b)(1+a^2)(\mu+m)}{(1-am)(1+ab)}}}\right]^2 \quad (2/13)$$

(vgl. [6] S. 909 Gl. 12 u. [7] S. 91).

3. Der Erddruck auf gedachte lotrechte Flächen im unbegrenten Halbraum, wenn sich dieser im aktiven Grenzzustand befindet [8] [1]

3.1. Die Spannungen σ und τ in Flächen parallel zur Geländeoberfläche (Bild 3.1 a)

Da

$$Eal \hat{+} Ear = 0$$

ist, gilt

$$G+P=Q=z \cdot t \cdot \gamma + p \cdot t = t(z \cdot \gamma + p)$$
$$N = Q \cos\beta = t\,(z \cdot \gamma + p) \cos\beta$$
$$T = Q \sin\beta = t\,(z \cdot \gamma + p) \sin\beta$$

$$\boxed{\begin{aligned} \sigma &= \frac{N \cdot \cos\beta}{t} = (z \cdot \gamma + p) \cos^2\beta \\ \tau &= \frac{T \cdot \sin\beta}{t} = (z \cdot \gamma + p) \sin\beta \cos\beta \end{aligned}} \qquad (3/1)$$

$$\sigma' = \frac{Q \cdot \cos\beta}{t} = (z \cdot \gamma + p) \cos\beta$$
$$\frac{\tau}{\sigma} = \tan\beta .$$

3.2. Mit Hilfe des durch σ , τ und der Scherfestigkeitsgeraden gegebenen Mohrschen Spannungskreises können im Punkt A (Bild 3.1 a) die Richtungen der Ebenen der Hauptspannungen (I-I u. III-III) und der sich unter $(90-\varphi)^{\circ}$ schneidenden Gleitflächen sowie die in diesen und in allen anderen Ebenen vorhandenen Spannungen ermittelt werden.

Die Lage der Ebene der großen Hauptspannungen findet man beispielsweise, indem man den halben aus Bild 3.1 b sich ergebenden Winkel 2ω in Bild 3 a an die unter dem Winkel β geneigte Ebene E anträgt. Da der Winkel zwischen der großen Hauptspannungsebene und den Gleitflächen $i = (45 + \frac{\varphi}{2})^{\circ}$ ist, ist für Punkt A somit auch die Richtung der Gleitflächen gegeben.

Die Spannungen in der horizontalen und vertikalen Ebene (σ_h, τ_h, σ_v, τ_v) erhält man, wenn die nach Bild 3.1.a (Punkt A) von der Ebene der großen Hauptspannungen und der lotrechten bzw. waagerechten Ebene gebildeten Winkel ψ' und $(\psi' + 90) = \varepsilon'$ in Bild 3.1.b zweimal von der σ-Achse aus mit Scheitel in M im Gegenuhrzeigersinn aufgetragen und Lote von den Schnittpunkten der freien Winkelschenkel mit dem Spannungskreis auf die σ-Achse gefällt werden.

Bemerkenswert ist noch, daß der Winkel ψ' gleich dem Winkel ψ'' ist, denn nach Bild 3.1 a gilt einmal

$$\psi' = \omega - \beta_1$$

und andererseits ist nach Bild 3.1 b

$$2\psi'' = 4\omega - 2\beta - 2\omega = 2\omega - 2\beta$$

d.h. auch $\psi'' = \omega - \beta$.

Die Gleitflächenwinkel, d.h. die Winkel, die die Gleitflächen mit der horizontalen Ebene bilden, können aus Bild 3.1 a (Punkt A) abgelesen werden (vgl. auch Bild 3.1 b):

$$\vartheta = i - \omega + \beta = 45 + \frac{\varphi}{2} - \omega + \beta$$
$$\vartheta' = i + \omega - \beta = 45 + \frac{\varphi}{2} + \omega - \beta \quad . \qquad (3/2)$$

3.3. Rechnerische Ermittlung der Normalspannung σ_v in lotrechten Ebenen.

Für die Normalspannung σ in unter β geneigten Ebenen kann aus Bild 3.1 b folgende Beziehung abgeleitet werden:

$$\frac{\dfrac{\sigma \cdot \tan\beta}{\sin 2\omega}}{\dfrac{c}{\tan\varphi} + \sigma - \dfrac{\sigma \cdot \tan\beta \cdot \cos 2\omega}{\sin 2\omega}} = \sin\varphi \ .$$

Mit $\tan\varphi = \mu$ und $\tan\beta = b$:

$$\frac{\sigma \cdot b}{\frac{c}{\mu}\sin 2\omega + \sigma \sin 2\omega - \sigma \cdot b \cdot \cos 2\omega} = \sin\varphi$$

$$\sigma \cdot b = \sin\varphi \cdot \sin 2\omega \frac{c}{\mu} + \sin\varphi \cdot \sin 2\omega \sigma - \sin\varphi \cdot \cos 2\omega \, \sigma \cdot b$$

$$\sigma(b - \sin\varphi \cdot \sin 2\omega + \sin\varphi \cdot \cos 2\omega \cdot b) = \sin\varphi \cdot \sin 2\omega \frac{c}{\mu}$$

$$\sigma = \frac{c}{\mu} \cdot \frac{1}{\dfrac{b}{\sin\varphi \cdot \sin 2\omega} - 1 + \dfrac{b}{\tan 2\omega}}$$

$$\sigma = \frac{c}{\dfrac{b(\mu + \sqrt{1+\mu^2} \cdot \sqrt{1+\tan^2 2\omega})}{\tan 2\omega} - \mu} \quad . \qquad (3/3)$$

Eine ähnliche Beziehung findet man auch für die Normalspannung σ_v in lotrechten Ebenen:

$$\frac{\sigma_v \cdot \frac{\tan \beta}{\sin(2\omega - 2\beta)}}{\frac{c}{\tan \varphi} + \sigma_v + \frac{\sigma_v \cdot tg\,\beta}{\tan(2\omega - 2\beta)}} = \sin \varphi \, .$$

Mit $\tan \varphi = \mu$ und $\tan \beta = b$:

$$\frac{\sigma_v \cdot b}{\frac{c \cdot \sin(2\omega - 2\beta)}{\mu} + \sigma_v \sin(2\omega - 2\beta) + \sigma_v \cdot b \cdot \cos(2\omega - 2\beta)} = \frac{\mu}{\sqrt{1+\mu^2}}$$

$$\frac{\sigma_v \cdot b}{\left(\frac{c}{\mu} + \sigma_v\right)\left(\sin 2\omega \cdot \cos 2\beta - \cos 2\omega \cdot \sin 2\beta\right) + \sigma_v \cdot b\left(\cos 2\omega \cdot \cos 2\beta + \sin 2\omega \cdot \sin \beta\right)} = \frac{\mu}{\sqrt{1+\mu^2}}$$

$$\frac{\sigma_v \cdot b}{\left(\frac{c}{\mu} + \sigma_v\right)\left[\sin 2\omega\left(\cos^2\beta - \sin^2\beta\right) - \cos 2\omega \cdot 2 \sin\beta \cdot \cos\beta\right] + \sigma_v \cdot b\left[\cos 2\omega \cdot (\cos^2\beta - \sin^2\beta) + \sin 2\omega \cdot 2 \sin\beta \cdot \cos\beta\right]} = \frac{\mu}{\sqrt{1+\mu^2}}$$

$$\frac{\sigma_v \cdot b}{\left(\frac{c}{\mu} + \sigma_v\right)\left(\frac{\tan 2\omega}{\sqrt{1+\tan^2 2\omega}\,(1+b^2)} - \frac{\tan 2\omega \cdot b^2}{\sqrt{1+\tan^2 2\omega}\,(1+b^2)} - \frac{2b}{\sqrt{1+\tan^2 2\omega}\,(1+b^2)}\right) + \sigma_v \cdot b\left(\frac{1}{\sqrt{1+\tan^2 2\omega}\,(1+b^2)} - \frac{b^2}{\sqrt{1+\tan^2 2\omega}\,(1+b^2)} + \frac{2\tan 2\omega \cdot b}{\sqrt{1+\tan^2 2\omega}\,(1+b^2)}\right)} = \frac{\mu}{\sqrt{1+\mu^2}}$$

$$\frac{\sigma_v \cdot b}{\left(\frac{c}{\mu} + \sigma_v\right)\frac{\tan 2\omega - \tan 2\omega \cdot b^2 - 2b}{\sqrt{1+\tan^2 2\omega}\,(1+b^2)} + \sigma_v \cdot b\,\frac{1-b^2+2b\tan 2\omega}{\sqrt{1+\tan^2 2\omega}\,(1+b^2)}} = \frac{\mu}{\sqrt{1+\mu^2}}$$

$$\frac{b\sqrt{1+\tan^2 2\omega}\,(1+b^2)}{\frac{c}{\mu \cdot \sigma_v}\left[\tan 2\omega(1-b^2) - 2b\right] + \left[\tan 2\omega(1-b^2) - 2b\right] + b\left[1-b^2+2b\tan 2\omega\right]} = \frac{\mu}{\sqrt{1+\mu^2}}$$

$$\sigma_v = \frac{c}{1+b^2} \cdot \frac{(1-b^2) - \frac{2b}{\tan 2\omega}}{b\sqrt{1+\mu^2}\left(\pm\sqrt{\frac{1}{\tan^2 2\omega} + 1}\right) - \mu\left(1 - \frac{b}{\tan 2\omega}\right)} \, . \qquad (3/4)$$

Die Wurzel ist in dieser Gleichung positiv anzusetzen, wenn $b \geq 0$, und negativ, wenn $b < 0$.

In den Gl. 3/3 u. 3/4 ist nur der Tangens des Winkels 2ω unbekannt. Dieser läßt sich jedoch aus Gl. 3/3 ermitteln, wenn σ nach Gl. 3/1 bestimmt und in Gl. 3/3 eingesetzt wird:

$$\sigma = \frac{c}{\dfrac{b(\mu + \sqrt{1+\mu^2}\,\sqrt{1+\tan^2 2\omega})}{\tan 2\omega} - \mu}$$

$$\left(\frac{c}{\sigma}+\mu\right)\tan 2\omega = \mu \cdot b + b\sqrt{1+\mu^2}\,\sqrt{1+\tan^2 2\omega}$$

$$\sqrt{1+\tan^2 2\omega} = \tan 2\omega\,\frac{c+\sigma\,\mu}{b\cdot\sigma\sqrt{1+\mu^2}} - \frac{\mu}{\sqrt{1+\mu^2}}$$

$$mit \quad \frac{c+\sigma\,\mu}{b\cdot\sigma\sqrt{1+\mu^2}} = u \quad und \quad \frac{\mu}{\sqrt{1+\mu^2}} = v$$

$$1+\tan^2 2\omega = \tan^2 2\omega\, u^2 - 2\tan 2\omega\, u\cdot v + v^2$$

$$\tan^2 2\omega(1-u^2) + 2\tan 2\omega\, u\, v = v^2 - 1$$

$$\tan^2 2\omega + 2\tan 2\omega\,\frac{u\cdot v}{1-u^2} + \frac{u^2 v^2}{(1-u^2)^2} = \frac{v^2-1}{1-u^2} + \frac{u^2 v^2}{(1-u^2)^2}$$

$$\tan 2\omega = \pm\sqrt{\frac{(v^2-1)(1-u^2)+u^2 v^2}{(1-u^2)^2}} - \frac{u\cdot v}{1-u^2}$$

$$\tan 2\omega = \frac{1}{1-u^2}\left(\pm\sqrt{u^2+v^2-1} - u\cdot v\right) \qquad (3/5)$$

$$u = \frac{c+\sigma\,\mu}{b\cdot\sigma\sqrt{1+\mu^2}}\ ; \quad v = \frac{\mu}{\sqrt{1+\mu^2}}\ ;$$

$$\sigma = \frac{z\cdot\gamma + p}{1+b^2} \quad (nach\ Gl.\ 3/1)\ .$$

In Gl. 3/5 gilt vor der Wurzel das negative Vorzeichen, wenn $u > 0$, und das positive, wenn $u < 0$.

σ_v, d.h. die Horizontalkomponente der Erddruckspannung, kann durch Einsetzen von $\tan 2\omega$ in Gl. 3/4 nunmehr bestimmt werden.

Die Horizontalkomponente des auf eine gedachte lotrechte Ebene unter dem Winkel β wirkenden Erddrucks erhält man dann durch Integration der σ_v - Spannungen:

$$E_{ah} = \int_{z=0}^{z=h'} \sigma_v \, d_z \qquad (3/6)$$

und die Lage des Angriffspunktes aus

$$z^* = \frac{\int_{z=0}^{z=h'} \sigma_v \cdot z \, d_z}{E_{ah}} . \qquad (3/7)$$

Diese Integrationen lassen sich nur numerisch durchführen.

3.4. Die Gleitflächenspannung σ_g

σ_g bildet mit dem Lot auf die Gleitfläche den Winkel φ. Ihre in Richtung der Gleitfläche wirkende Komponente stellt den Reibungsanteil der Scherfestigkeit dar. Sie läßt sich ebenfalls nach Bild 3.1 b bestimmen:

$$\sigma_g = \frac{r \cdot \cos\varphi - c}{\sin\varphi}$$

mit $r = \frac{\sigma \cdot \tan\beta}{\sin 2\omega}$, $\tan\beta = b$ und $\tan\varphi = \mu$ ist

$$\sigma_g = \frac{\sigma \cdot b \sqrt{1 + \tan^2 2\omega}}{\mu \cdot \tan 2\omega} - c\,\frac{\sqrt{1+\mu^2}}{\mu} , \qquad (3/8)$$

wobei nach Gl. 3/1 für $\sigma = \frac{z \cdot \gamma + p}{1 + b^2}$ zu setzen ist.

3.5. Ermittlung der Gleitflächen

Nach Bild 3.2 und Gl. 3/2 ist

$$\varepsilon = \vartheta - \beta = 45 + \frac{\varphi}{2} - \omega$$

und

$$\bar{\varepsilon} = \bar{\vartheta} + \beta = 45 + \frac{\varphi}{2} + \omega .$$

Damit gilt

$$\tan 2\varepsilon = \tan[90 - (2\omega - \varphi)]$$

$$= \frac{1}{\tan(2\omega - \varphi)} .$$

Mit $\tan\varphi = \mu$ und durch Umformung der Tangensfunktionen erhält man

$$\frac{2\tan\varepsilon}{1-\tan^2\varepsilon} = \frac{1+\tan 2\omega\cdot\mu}{\tan 2\omega - \mu}$$

und daraus

$$\tan\varepsilon = \frac{1}{1+\tan 2\omega\cdot\mu}\left[\sqrt{(1+\tan^2 2\omega)(1+\mu^2)} - \tan 2\omega + \mu\right].$$

Auf gleiche Weise findet man (3/10)

$$\tan\bar{\varepsilon} = \frac{1}{1-\tan 2\omega\cdot\mu}\left[\sqrt{(1+\tan^2 2\omega)(1+\mu^2)} + \tan 2\omega + \mu\right].$$

Die in den Gl. 3/10 enthaltene Winkelfunktion $\tan 2\omega$ ist wieder nach Gl. 3/5 zu bestimmen. Durch Einsetzen von $\tan\varepsilon$ bzw. $\tan\bar{\varepsilon}$ in die Gl. 3/9 erhält man durch Integration für die Tiefen z bzw. für die Ordinaten y und $\bar{y}$ die zugehörigen Abszissen x und $\bar{x}$ (Bild 3.2). Damit ist der Verlauf der Gleitflächen mit größter Krümmung im oberen Bereich und einem nach der Tiefe immer gestreckter werdenden Verlauf. Die Integration der Gl. 3/9 (Bild 3.2) ist allerdings auch nur numerisch möglich.

3.6. Lage des Spannungsnullpunktes

Wie bei der Erddruckermittlung mit ebenen Gleitflächen ergeben sich auch mit der Gl. 3/4 bei bindigem Boden und kleinerem p im oberflächennahen Bereich für σ'_v Zugspannungen. Diese nehmen nach der Tiefe hin stetig ab und gehen schließlich in positive, d.h. Erddruckspannungen über.

Die Lage des Spannungsnullpunktes läßt sich sehr einfach ermitteln, wenn man Bild 3.1 b zu Hilfe nimmt. Wird hier $\sigma'_v = 0$, so verschiebt sich der Mohrsche Kreis nach links und geht durch den Koordinatenursprung. Es ist leicht zu erkennen, daß in diesem Falle $2\omega = 2\beta$ ist.

Nennt man den Abstand des Spannungsnullpunktes von der Oberfläche h'_c, so gilt nach den Gl. 3/1 und 3/3

$$\left(h'_c \cdot \gamma + p\right) \cos^2\beta = \frac{c}{\dfrac{b\left(\mu + \sqrt{1+\mu^2}\right)\sqrt{1+\tan^2 2\omega}}{\tan 2\omega} - \mu} .$$

Mit $\tan 2\omega = \tan 2\beta$, $\cos\beta = \dfrac{1}{\sqrt{1+\tan^2\beta}}$ und $\tan\beta = b$

findet man daraus

$$h'_c = \frac{2c}{\gamma}\left(\sqrt{1+\mu^2} + \mu\right) - \frac{p}{\gamma} . \qquad (3/11)$$

Hierbei ist bemerkenswert, daß h'_c vom Neigungswinkel des Geländes β unabhängig ist.

3.7. Sonderfälle

3.7.1. Horizontale Oberfläche ($\beta = 0$)

Für den Fall $\beta = 0$ bzw. $b = 0$ ist die Gl. 3/4 zur Bestimmung von σ'_v unbrauchbar; denn nach Bild 3.1 b wird mit $\beta = 0$ auch der Winkel $2\omega = 0$ und damit σ'_v nach Gl. 3/4 unbestimmt.

σ_v wird am besten nach Bild 3.3 ermittelt. Da σ_v und σ bei horizontaler Oberfläche zu Hauptspannungen werden, läßt sich für σ_v folgende Beziehung ableiten:

$$\frac{\frac{\sigma-\sigma_v}{2}}{\frac{c}{\mu}+\sigma_v+\frac{\sigma-\sigma_v}{2}} = \sin\varphi = \frac{\mu}{\sqrt{1+\mu^2}}$$

$$\sigma_v = \sigma \cdot \frac{1}{(\sqrt{1+\mu^2}+\mu)^2} - 2c \cdot \frac{1}{\sqrt{1+\mu^2}+\mu} . \qquad (3/12)$$

Mit $(\sqrt{1+\mu^2}+\mu)^2 = \lambda$ und mit $\sigma = (z \cdot \gamma + p)$ (vgl. Gl. 3/1) ergibt sich daraus

$$\sigma_v = z \cdot \gamma \, \frac{1}{\lambda} + p \cdot \frac{1}{\lambda} - 2c \frac{1}{\sqrt{\lambda}} . \qquad (3/12a)$$

Nach Gl. 3/9 findet man mit $\tan 2\omega = 0$

$$\tan\varepsilon = \tan\bar{\varepsilon} = \sqrt{1+\mu^2} + \mu .$$

Da $\beta = 0$, ist nach Bild 3.2 auch

$$\tan\vartheta = \tan\bar{\vartheta} = \sqrt{1+\mu^2} + \mu .$$

ϑ und $\bar{\vartheta}$ sind also unabhängig von z, d.h. aber, daß in diesem Falle die Gleitflächen zu Ebenen werden.

Aus Gl. 3/12 ist außerdem zu ersehen, daß σ_v mit z linear zunimmt. Stellt man sich die gedachte lotrechte Fläche als eine glatte Stützwand ($c_w = 0$, $m = 0$) von der Höhe h vor, so läßt sich der Erddruck auf diese Wand mit Gl. 3/12 a sofort angeben:

$$E_{ah} = \frac{h^2 \cdot \gamma}{2} \, \frac{1}{\lambda} + p \cdot h \cdot \frac{1}{\lambda} - 2ch \frac{1}{\sqrt{\lambda}} \qquad (3/13)$$

(vgl. Gl. 2/9).

Die Gleitflächenspannung σ_g findet man in diesem Falle nach Bild 3.3 zu

$$\sigma_g = \frac{\sigma - \sigma_v}{2 \cdot \mu} - \frac{c}{\mu \cdot \cos \varphi}$$

bzw. unter Berücksichtigung von Gl. 3/12 und mit

$$\cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{1+\mu^2}}$$

zu

$$\sigma_g = \frac{\sigma}{\sqrt{1+\mu^2}+\mu} - c \,, \qquad (3/14)$$

wobei für $\sigma = \gamma \cdot z + p$ zu setzen ist.

3.7.2. Kohäsionsloser Boden (c = 0)

Auch in diesem Falle läßt sich σ_v nicht mit Gl. 3/4 bestimmen. Aus Bild 3.4 wird deshalb folgende Beziehung abgeleitet:

$$\frac{\sigma \cdot \tan \beta}{\sin 2\omega} = \frac{\sigma_v \cdot \tan \beta}{\sin(2\omega - 2\beta)}$$

$$\sigma_v = \sigma \left(\cos 2\beta - \frac{\sin 2\beta}{\tan 2\omega} \right)$$

und mit $\tan \beta = b$ ergibt sich

$$\sigma_v = \sigma \, \frac{1 - b^2 - 2b \cdot \frac{1}{\tan 2\omega}}{1+b^2} \,. \qquad (3/15)$$

Den Tangens des Winkels 2ω liefert wieder Gl. 3/5. Mit $c = 0$ wird dieser unabhängig von σ, d.h. er ist für alle Werte z konstant:

$$\tan 2\omega = \frac{-b}{b^2(1+\mu^2) - \mu^2} \left(\sqrt{(1+\mu^2)(\mu^2 - b^2)} + \mu^2 \right).$$

Die Gleitflächen sind somit auch hier Ebenen. Die Wurzel ist stets positiv anzusetzen.

Setzt man den Ausdruck für $\tan 2\omega$ in Gl. 3/15 ein und berücksichtigt außerdem, daß

$$\sigma = (z \cdot \gamma + p)\,\frac{1}{1+b^2}$$

ist, so ergibt sich für

$$\sigma_v = (z \cdot \gamma + p)\,\frac{(1-b^2)\left(\sqrt{(1+\mu^2)(\mu^2-b^2)} - \mu^2\right) + 2b^2}{(1+b^2)^2\left(\sqrt{(1+\mu^2)(\mu^2-b^2)} + \mu^2\right)}.$$

Der Bruch dieser Gleichung stellt λ_φ dar. Er ist identisch mit λ_φ nach Gl. 2/13, wenn dort für $m = b$ und $a = 0$ gesetzt wird:

$$\lambda_\varphi = \frac{1}{\left(\sqrt{1+\mu^2} + \sqrt{(\mu-b)(\mu+b)}\right)^2}.$$

Durch entsprechende Umformungen kann der Bruch der Gl. 3/16 in diese Form gebracht werden.

Für den Fall $c = 0$ ergibt sich die Gleitflächenspannung unmittelbar aus Gl. 3/8:

$$\sigma_g = \frac{\sigma \cdot b\,\sqrt{1+\tan^2 2\omega}}{\mu \cdot \tan 2\omega}$$

oder

$$\sigma_g = \frac{(z \cdot \gamma + p)\,b\,\sqrt{1+\tan^2 2\omega}}{(1+b^2)\cdot \mu \cdot \tan 2\omega}. \qquad (3/17)$$

3.7.3. Kohäsionsloser Boden mit horizontaler Oberfläche ($c = 0$, $b = 0$)

σ_v findet man aus Gl. 3/12, wenn für $c = 0$ gesetzt wird:

$$\sigma_v = \frac{\sigma}{\left(\sqrt{1+\mu^2} + \mu\right)^2} = \frac{\gamma \cdot z + p}{\left(\sqrt{1+\mu^2} + \mu\right)^2}. \qquad (3/18)$$

Außerdem gilt auch hier nach Abschnitt 3.7.1. für

$$\tan 2\omega = 0$$

und

$$\tan \varepsilon = \tan \bar{\varepsilon} = \tan \vartheta = \tan \bar{\vartheta} = \sqrt{1+\mu^2} + \mu \, .$$

σ_g folgt aus Gl. 3/14:

$$\sigma_g = \frac{\sigma}{\sqrt{1+\mu^2}+\mu} = \frac{\gamma \cdot z + p}{\sqrt{1+\mu^2}+\mu} \, . \qquad (3/19)$$

3.8. Beispiele

Bei den auf den Bildern 3.5 u. 3.6 dargestellten Beispielen wurde ebenfalls davon ausgegangen, daß der Erdkörper keine Zugspannungen aufnehmen kann. Die Auswertung der entsprechenden Formeln des Abschnitts 3 erfolgte deshalb statt mit p, h und z mit p' (nach Gl. 2/8), mit $h' = h - h_c'$ (h_c' nach Gl. 3/11) und mit $z' = z - h_c'$ bzw. $\bar{z}' = \bar{z} - h_c'$. Nur für den Fall, daß $h_c' \leqq 0$ wird, ist natürlich auch hier mit p, h und z zu rechnen.

Dem Beispiel auf Bild 3.5 wurde ein Erdstoff mit sehr geringer innerer Reibung und mit einer verhältnismäßig großen Kohäsion zugrundegelegt. Der geringen inneren Reibung entspricht der flache Verlauf der nach links fallenden Gleitfläche. Trotz der hohen Kohäsion sind die Gleitflächen nur schwach gekrümmt. Dem entspricht auch die nahezu dreieckförmige Verteilung der Erddruckspannungen. Ihre Resultierende greift deshalb an der 12 m hohen gedachten lotrechten Fläche nur 5 cm unterhalb des unteren Drittelpunktes an.

Bild 3.6 zeigt den Gleitflächenverlauf in einem Erdkörper mit einer wesentlich größeren inneren Reibung und etwas geringeren Kohäsion. Entsprechend steiler und gestreckter verlaufen auch die Gleitflächen. Die Verteilung der σ_v-Spannungen nähert sich hier noch mehr einem Dreieck.

3.9. $\beta > \varphi$

In diesem Falle ist die Standsicherheit für ein unter β geneigtes Gelände nur dann gegeben, wenn die an der Oberfläche anstehende Erdschicht Kohäsion aufweist und ihre Mächtigkeit ein bestimmtes Maß nicht überschreitet. Die darunter liegenden Schichten müssen eine entsprechend größere Scherfestigkeit haben. Bestehen diese Schichten aus rolligem Erdmaterial, so muß dessen Winkel der inneren Reibung $> \beta$ sein.

Die größtmögliche Dicke der bindigen Schicht läßt sich sehr einfach ermitteln. Nach Bild 3.7 ist

$$\sigma \cdot b = \mu_T \left(\frac{c_T}{\mu_T} + \sigma \right),$$

$$\sigma = \frac{c_T}{b - \mu_T} .$$

Außerdem gilt nach Gl. 3/1

$$\sigma = (h^* \cdot \gamma + p) \cdot \frac{1}{1 + b^2} .$$

Durch Gleichsetzen der beiden Ausdrücke für σ ergibt sich die maximale Dicke der bindigen Schicht zu

$$h^* = \frac{c_T (1 + b^2)}{\gamma (b - \mu_T)} - \frac{p}{\gamma} . \qquad (3/20)$$

(vgl. [9] S. 416).

Für den Fall $\beta > \varphi$ gelten die im Abschnitt 3 abgeleiteten Formeln natürlich auch nur für den Bereich

$$h = h' + h_c' \leqq h^* .$$